УДК 621.371:551.510.535;533.9:530.182;533.951.7

РАССЕЯНИЕ РАДИОВОЛН НА РАСШИРЯЮЩЕМСЯ ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ СЛАБОИОНИЗОВАННОЙ ПЛАЗМЫ, СОЗДАВАЕМОМ РЕАКТИВНЫМ ДВИГАТЕЛЕМ КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА

В.Г. Спицын

Томский политехнический университет
E-mail: spitsyn@ce.cctpu.edu.ru

Представлены аналитические выражения и результаты численных расчетов углового и частотного спектров радиосигнала, рассеянного на внешней поверхности турбулентного плазменного образования, создаваемого реактивным двигателем космического аппарата.

Введение

В работах [1, 2] предложена модель турбулентного плазменного образования, создаваемого реактивным двигателем космического аппарата (КА) в ионосфере. Полагается, что турбулентные плазменные неоднородности сосредоточены вблизи поверхности тел вращения: конуса, параболоида вращения и поверхности, образованной вращением кривой четвертого порядка. Рассеяние плоской радиоволны на внутренней поверхности полого турбулентного плазменного образования в случае радиозондирования вслед факелу ракеты, исследовано в работах [2–9].

Представляет интерес исследование рассеяния радиоволн КВ и УКВ диапазонов на внешней поверхности турбулентного плазменного образования, создаваемого реактивным двигателем КА в ионосфере, результаты которого излагаются ниже. Рассматривается рассеяние плоской радиоволны на турбулентных плазменных неоднородностях, сосредоточенных вблизи поверхности тел вращения: конуса и параболоида [2, 9–14].

Предполагается, что размеры тел вращения намного превосходят длину радиоволны и характерные размеры турбулентных неоднородностей, а частота радиоволны удовлетворяет соотношению $f \le \sqrt{N_i/N_{0i}} f_p$, где N_i и N_{0i} – возмущенная и невозмущенная концентрации заряженных частиц ионосферной плазмы, f_p – плазменная частота ионосферы на высоте движения КА. При этом, как отмечалось в работах [1–3], коэффициент отражения от турбулентных плазменных неоднородностей близок к 1.

Полагается, что турбулентные неоднородности распределены равномерно по поверхности тел вращения. Они имеют как направленную скорость, ориентированную вдоль образующей тел вращения, так и случайную изотропную скорость, распределенную по нормальному закону. Исследуются три типа диаграмм переизлучения турбулентных неоднородностей: изотропная, ламбертовская и квазизеркальная. Решение задачи проводится на основе применения теории переноса излучения [15].

1. Частотный спектр сигнала, рассеянного на внешней поверхности турбулентного плазменного тела вращения

Для решения задачи применяется сферическая система координат (рис. 1), центр которой расположен в вершине тела вращения, а ось z направлена вдоль его оси, θ – полярный угол, φ – азимутальный угол, отсчитываемый от плоскости, имеющей направление распространения падающей волны $\vec{e}_i$ и ось $\vec{z}$. Индекс u соответствует координатам поверхности тела вращения, i – параметрам падающей волны, s – рассеянной.

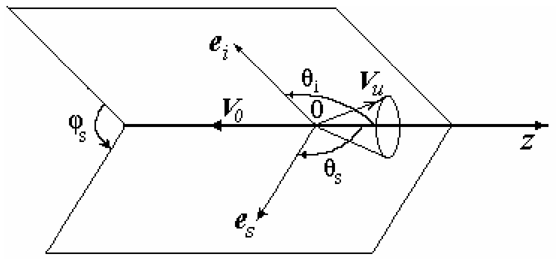


Рис. 1. *Система координат, используемая при расчетах рассеяния радиоволн на турбулентном теле вращения*

Диаграмма переизлучения турбулентностей, не зависящая от направления распространения падающей волны $\vec{e}_i$, может быть представлена в виде [2]

$$P(\vec{e}_s) = A_j (\vec{e}_s \vec{n})^j, \tag{1}$$

где $\vec{e}_s$ – единичный вектор в направлении распространения рассеянной волны, $\vec{n}$ – нормаль к поверхности, A_j – коэффициент, который вычисляется из условия нормировки $\int P(\vec{e}_i) d\Omega = 1$, $d\Omega$ – элемент телесного угла, в который происходит рассеяние. Из условия нормировки следует $A_j = (j+1)/2\pi$. Случай $j=0$ соответствует изотропной диаграмме переизлучения турбулентностей, а $j=1$ – ламбертовской.

Представляет интерес рассмотрение диаграммы переизлучения турбулентностей квазизеркального типа, учитывающей направление распространения падающей волны $\vec{e}_i$:

$$P(\vec{e}_s) = A(\Delta e_m^2 - \Delta e^2), \tag{2}$$

где $\Delta\vec{e} = \vec{e}_s - \vec{e}_{s0}, \vec{e}_{s0} = \vec{e}_i - 2\vec{n}(\vec{n}\vec{e}_i)$.

В этом случае диаграмма переизлучения асимметрична, основная часть энергии рассеянного сигнала сосредоточена в окрестности вектора e_{s0}, который соответствует направлению зеркального отражения волны от поверхности. Выражения для Δe^2, Δe_m^2 и A в (2) имеют следующий вид:

$$\Delta e^2 = 2(1 - \vec{e}_i \vec{e}_s + 2(\vec{n}\vec{e}_i)(\vec{n}\vec{e}_s)), \tag{3}$$

$$\Delta e_m^2 = 2(1+(1-(\vec{n}\vec{e}_i)^2)^{1/2}), \qquad (4)$$

$$A = 1\Big/[4\pi(\sqrt{1-(\vec{n}\vec{e}_i)^2} - \vec{n}\vec{e}_i)], \qquad (5)$$

Выражение для спектральной плотности энергии, рассеянной на турбулентном плазменном теле вращения, следуя [14, 15], можно записать в виде

$$dI_s / I_0 = -(\vec{e}_i\vec{n})P(\vec{e}_s)dSd\Omega / 2\pi, \qquad (6)$$

где dI_s – количество энергии, рассеянной в заданном направлении, I_0 – энергия падающей волны, dS – элемент рассеивающей поверхности.

При рассеянии электромагнитной волны на перемещающихся турбулентностях происходит доплеровский сдвиг частоты Δf. Удобно ввести величину безразмерного доплеровского сдвига частоты рассеянного сигнала, которая определяется выражением

$$f_* = (\Delta fc)/(f_0 V_u) =$$
$$= (\vec{e}_s - \vec{e}_i)(\vec{e}_u(1+\delta V / V_u) - \vec{e}_i V_0 / V_u), \qquad (7)$$

где c – скорость распространения электромагнитной волны в плазме, f_0 – частота падающей волны, V_0 – скорость перемещения КА, V_u и δV – направленная скорость и скорость случайного перемещения турбулентностей вдоль образующей тела вращения, $\vec{e}_u$ и $\vec{e}_z$ единичные векторы, направленные вдоль образующей и оси потока соответственно [2].

В сферической системе координат выражение (7) записывается в виде

$$f_* = (\sin\theta_s \cos\varphi_s - \sin\theta_i)\sin\theta_u \cos\varphi_u +$$
$$+ \sin\theta_s \sin\varphi_s \sin\theta_u \sin\varphi_u +$$
$$+ (\cos\theta_s - \cos\theta_i)(\cos\theta_i - V_0 / V_u). \qquad (8)$$

Решая ур. (8) относительно азимутального угла φ_u и подставляя полученную зависимость $\varphi_u(f_*)$ в ур. (6), можно получить выражение для частотного спектра радиоволн, рассеянных на плазменном образовании

$$S_n(f_*) = \frac{dI_s 4\pi}{I_0 z_m^2 d\Omega df_*} = \frac{tg\theta_u}{\cos\theta_u} P(\vec{e}_s) \frac{d\varphi_u(f_*)}{df_*}, \qquad (9)$$

где $S_n(f_*)$ – нормированная величина спектральной плотности энергии, рассеянной в единичный элемент телесного угла, z_m – размер тела вращения вдоль оси z.

В случае рассеяния назад ($\vec{e}_s = -\vec{e}_i$) для конического потока из (8) следует

$$f_* = 2((V_0 / V_u)\cos\theta_i - (1+\delta V / V_u)\times$$
$$\times(\cos\theta_i \cos\theta_u + \sin\theta_i \sin\theta_u \cos\varphi_u)), \qquad (10)$$

где θ_u – угол полураскрыва конуса, φ_u – азимутальный угол, определяющий положение турбулентности на поверхности потока, θ_i – угол между направлением распространения падающей волны $\vec{e}_i$ и осью $\vec{z}$ потока.

Если поток имеет форму параболоида вращения $z = a_1\rho^2$, то

$$f_* = 2((V_0 / V_u)\cos\theta_i - (1+\delta V / V_u)\times$$
$$\times(\sin\theta_i \cos\varphi_u + 2a_1\rho\cos\theta_i) / Q),$$

где $Q = \sqrt{1+4a_1\rho^2}$.

Определяя из (10) зависимость $\varphi_u(f_*)$ и подставляя ее в (9), получаем выражение для частотного спектра рассеянного назад сигнала:

$$S(f_*) = D\frac{\mathrm{tg}\theta_u}{\cos\theta_u}(\vec{e}_i\vec{n})P(\vec{e}_s)(1-(f_*D+B)^2)^{-1/2}, \qquad (11)$$

где
$$D = -\frac{1}{2(1+\delta V / V_u)\sin\theta_i \sin\theta_u},$$
$$B = \frac{V_0}{V_u \sin\theta_i \mathrm{tg}\theta_i (1+\delta V / V_u)} - \frac{1}{\mathrm{tg}\theta_i \mathrm{tg}\theta_u},$$
$$\vec{e}_i\vec{n} = \sin\theta_i \cos\theta_u (Df_* + B) - \cos\theta_i \sin\theta_u.$$

Выражение (11) определяет текущий частотный спектр рассеянного радиосигнала. Однако при экспериментальных измерениях энергия принимаемого сигнала для заданной частоты f определяется в частотном интервале $\Delta f > 0$, поскольку согласно соотношению неопределенностей $\Delta f \Delta t \approx 1$, а время анализа Δt составляет конечную величину ($\Delta t \approx 10...100$ с).

Для получения частотного спектра необходимо проинтегрировать по f_* выражение (11) в заданном частотном интервале от f_{k*} до $f_{k*} + \Delta f_*$ и поделить на величину этого интервала

$$S_d(f_*) = D\frac{\mathrm{tg}\theta_0}{\Delta f_* \cos\theta_0}\int_{f_{k*}}^{f_{k*}+\Delta f_*}\frac{(\vec{e}_i\vec{n})P(\vec{e}_s)df_*}{(1-(f_*D+B)^2)^{1/2}}. \qquad (12)$$

Для диаграмм переизлучения рассеивателей по закону Ламберта и изотропного типа интеграл в правой части (12) вычисляется аналитически, и выражение (12) принимает вид

$$S_d(f_*) = D\frac{\mathrm{tg}\theta_0}{\Delta f_* \cos\theta_0}[W(f_{k*} + \Delta f_*) - W(f_{k*})], \qquad (13)$$

где при $j=0$

$$D(f_*) = \sin\theta_i \cos\theta_u (BD_r - Q) -$$
$$-D_r(B\sin\theta_i \cos\theta_i - \cos\theta_i \sin\theta_u), \qquad (14)$$

$$D_r = \arcsin(-Df_* - B), \qquad (15)$$

$$Q = \sqrt{1-(f_*D+B)^2}. \qquad (16)$$

При $j=1$ величина W в (13) имеет вид

$$W(f_*) = (f_*D - 3B)Q / 2 +$$
$$+2(B^2+1)D_r \sin^2\theta_i \cos^2\theta_u + (BD_r - Q)\times$$
$$\times(2B\sin^2\theta_i \cos^2\theta_u - \sin 2\theta_i \sin 2\theta_u / 2) +$$
$$+D_r(B^2 \sin^2\theta_i \cos^2\theta_u +$$
$$+\cos^2\theta_i \sin^2\theta_u - B\sin 2\theta_i \sin 2\theta_u / 2). \qquad (17)$$

В случае диаграммы переизлучения квазизеркального типа $P(\vec{e}_s)$ определяется выражением (2) и

интеграл в правой части (12) аналитически не вычисляется, вследствие чего проводится численное интегрирование методом Монте-Карло.

На рис. 2 приведены расчеты зависимости частотного спектра сигнала, рассеянного на коническом турбулентном потоке, которые проводились для значений параметров V_0/V_u=2, θ_0=26,6°, $\delta V/V_u$=0.

Сплошные кривые на рис. 2 рассчитывались по формуле (11) для различных значений угла зондирования потока θ_i. Гистограммы соответствуют частотному спектру, вычисленному по формулам (12–17).

Частотный спектр рассеянного сигнала характеризуется монотонным возрастанием энергии с увеличением безразмерного доплеровского сдвига частоты до значения

$$f_* = 2\left(\frac{V_0}{V_u}\cos\theta_i - (1+\delta V/V_u)\cos(\theta_i+\theta_u)\right). \quad (18)$$

Выражение (18) следует из (8) при $\varphi_u=\pi$, а при $\varphi_u=\pi/2$, $3\pi/2$ наблюдается минимальная энергия рассеянного назад сигнала. Соответствующее выражение для f_* имеет вид

$$f_* = 2\left(\frac{V_0}{V_u}\cos\theta_i - (1+\delta V/V_u)\cos\theta_i\cos\theta_u\right). \quad (19)$$

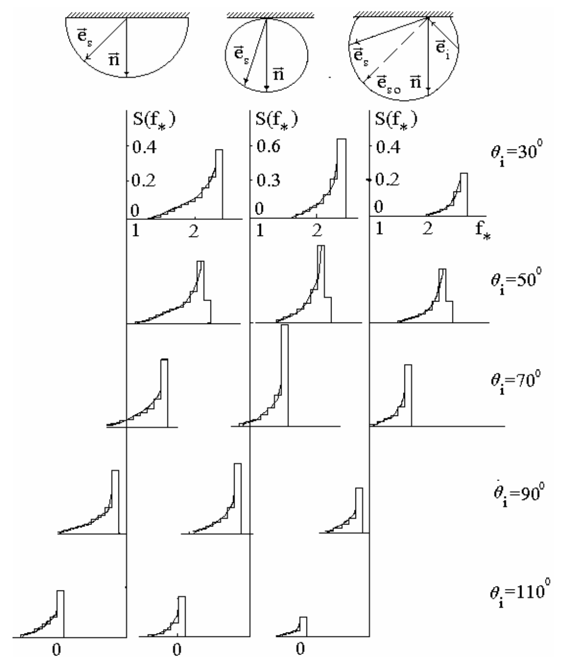


Рис. 2. *Частотный спектр радиосигнала, рассеянного на внешней поверхности турбулентного плазменного образования*

На рис. 3 приведены результаты расчета верхних и нижних частот рассеянного сигнала, формулы (18, 19). По горизонтальной оси отсчитан угол θ_i между осью z конического потока и направлением падающей волны, а по вертикальной оси – значение безразмерного доплеровского сдвига частоты f_*.

Сплошные кривые соответствуют отношению скорости перемещения источника к скорости рассеивателей потока V_0/V_u=2, штриховые – V_0V_u=2,5 и штрихпунктирные – V_0/V_u=3. Величина доплеровского сдвига частоты уменьшается с ростом угла зондирования потока θ_i и увеличивается с ростом отношения скоростей V_0/V_u. Расчеты проведены для значений угла полураскрыва конуса θ_u=26,6°.

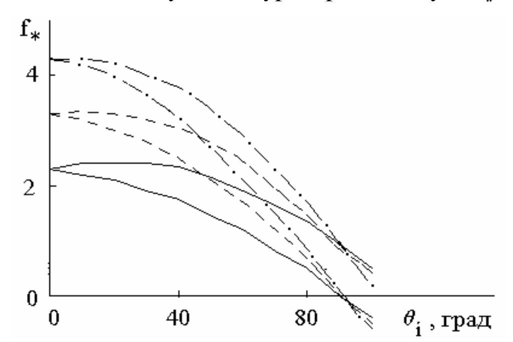


Рис. 3. *Зависимость верхних и нижних частот рассеянного радиосигнала от полярного угла θ_i и отношения скоростей V_0/V_u*

Из выражений (18, 19) следует соотношение для ширины полосы частот сигнала, рассеянного на коническом потоке:

$$f_{\delta c} = 2(1+\delta V/V_u)\sin\theta_i \sin\theta_u. \quad (20)$$

Из (20) можно получить соотношение для ширины полосы частот сигнала, рассеянного на потоке, имеющем форму параболоида вращения $z=a_1\rho^2$

$$f_{\delta p} = 2(1+\delta V/V_u)\sin\theta_i / \sqrt{1+4a_1^2\rho^2}.$$

Отношение $f_{\delta c}/f_{\delta p} = \sin\theta_u\sqrt{1+4a_1^2\rho^2}$.

Так, при малых значениях координаты расположения рассеивателя на поверхности параболоида $\rho<1/(2a_1\mathrm{tg}\theta_u)$, величина $f_{\delta c}<f_{\delta p}$, а с увеличением ρ выполняются обратные соотношения, и ширина полосы частот сигнала, рассеянного на параболоиде, уменьшается.

2. Сечение рассеяния радиоволн на турбулентном плазменном конусе

Выражение для дифференциального эффективного сечения рассеяния (имеется в виду рассеяние в элемент телесного угла $d\Omega$ в заданном направлении $\vec{e}_i$) электромагнитной волны на турбулентном плазменном образовании, согласно (6), имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = -\int dS(\vec{e}_i\vec{n})P(\vec{e}_s), \quad (21)$$

Для конической поверхности (21) преобразуется в выражение

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = -\frac{z_m^2\mathrm{tg}\theta_u}{2\cos\theta_u}\int_a^b d\varphi_u(\vec{e}_i\vec{n})P(\vec{e}_s), \quad (22)$$

где z_m размер конуса вдоль оси z. Пределы интегрирования по φ_u в (22) определяются из совместного решения системы неравенств

$$\vec{e}_i\vec{n} \le 0, \quad (23)$$

$$\vec{e}_s\vec{n} \ge 0, \quad (24)$$

первое из которых является условием облучения данного элемента поверхности падающей волной, а второе – условием облучения данным элементом рассеивающей поверхности приемника.

В результате подстановки (1) в (22) для изотропной по полусфере диаграммы переизлучения турбулентностей (j=0) получаем выражение для сечения рассеяния:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}=\frac{z_m^2 tg\theta_u}{4\pi}\times$$

$$\times[\cos\theta_i \mathrm{tg}\theta_u \sum_{k=1,2}\varphi_u\Big|_{a_k}^{b_k}-\sin\theta_u\sum_{k=1,2}\sin\varphi_u\Big|_{a_k}^{b_k}]. \quad (25)$$

В случае j=1 в формуле (1) рассеяние происходит в соответствии с ламбертовской диаграммой переизлучения турбулентностей и выражение для сечения рассеяния принимает вид

$$\frac{d\sigma}{\mathrm{d}\Omega}=\frac{z_m^2 \mathrm{tg}\theta_u}{4\pi}[B\sum_{k=1,2}\sin 2\varphi_u\Big|_{a_k}^{b_k}+$$

$$+C\sum_{k=1,2}\cos 2\varphi_u\Big|_{a_k}^{b_k}+D\sum_{k=1,2}\sin\varphi_u\Big|_{a_k}^{b_k}+$$

$$+E\sum_{k=1,2}\cos\varphi_u\Big|_{a_k}^{b_k}+F\sum_{k=1,2}\varphi_u\Big|_{a_k}^{b_k}], \quad (26)$$

где
$$B=-\cos\theta_u\sin\theta_i\sin\theta_s\cos\varphi_s/2,$$

$$C=\cos\theta_u\sin\theta_i\sin\theta_s\sin\varphi_s/2,$$

$$D=2\sin\theta_u(\cos\theta_i\sin\theta_s\cos\varphi_s+\sin\theta_i\cos\theta_s),$$

$$E=-2\sin\theta_u\cos\theta_i\sin\theta_s\sin\varphi_s,$$

$$F=-2\sin\theta_u\mathrm{tg}\theta_u\cos\theta_i\sin\theta_s+2B.$$

При подстановке (2–5) в (22) получаем выражение для сечения рассеяния в случае закона переизлучения турбулентностей квазизеркального типа:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}=-\frac{z_m^2\mathrm{tg}\theta_u}{8\pi\cos\theta_u}\int_{\varphi'}^{\varphi''}d\varphi_u(\vec{e}_i\vec{n})\frac{2(1+\sqrt{1-(\vec{e}_i\vec{n})^2})-\Delta e^2}{\sqrt{1-(\vec{e}_i\vec{n})^2}-\vec{n}\vec{e}_i}. \quad (27)$$

Вычисление интеграла в правой части (27) проведено методом Монте-Карло. При вычислении учитывается, что вклад в сечение рассеяния дает лишь область рассеивающей поверхности, облученная падающей волной и облучающая приемник, определяемая из совместного решения системы неравенств (23, 24). Относительная погрешность вычислений составляла величину ≤0,05.

Результаты численных расчетов индикатрисы рассеяния электромагнитных волн на шероховатой поверхности конуса для рассмотренных типов диаграмм переизлучения шероховатой поверхности (25–27) представлены на рис. 4–6 в виде изолиний величины $\frac{d\sigma/d\Omega}{z_m^2/4\pi}$.

Расчеты проведены для значений угла полураскрыва конуса θ_u=20°. Вверху в центре на рис. 4–6 показаны соответствующие диаграммы переизлучения элементов шероховатой поверхности. Результаты расчетов представлены в полярной системе координат, φ_s – полярный угол, θ_s – длина радиус-вектора. В левом столбце на рис. 4–6 представлен вид спереди $\pi/2\le\theta_s\le\pi$, а в правом – вид сзади $0\le\theta_s\le\pi/2$.

Рис. 4 получен для изотропной по полусфере диаграммы переизлучения шероховатой поверхности j=0. С ростом θ_i проекция поверхности конуса, облученной падающей волной, на плоскость поперечную $\vec{e}_i$ вначале увеличивается, а затем, начиная с $\theta_i>\theta^*$ (θ^* зависит от угла полураскрыва конуса θ_u), уменьшается, что приводит к аналогичной зависимости величины сечения рассеяния от угла θ_i.

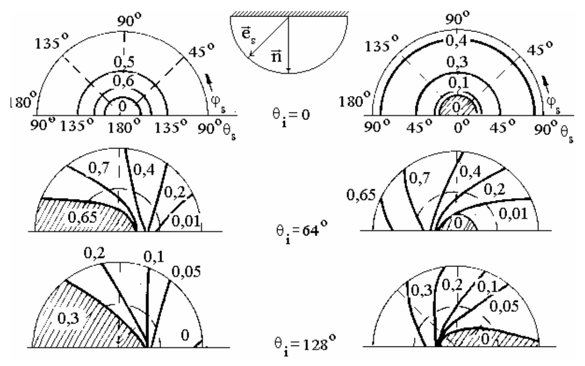


Рис. 4. *Индикатриса рассеяния радиоволн на турбулентном конусе в случае изотропной диаграммы переизлучения турбулентностей*

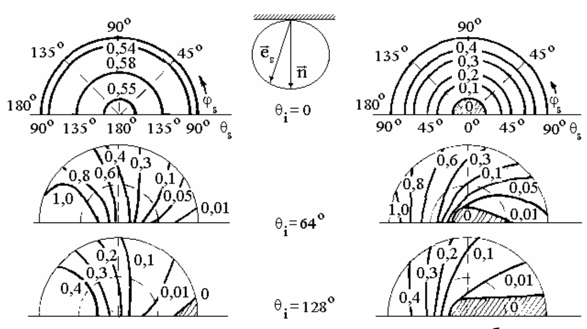


Рис. 5. *Индикатриса рассеяния радиоволн на турбулентном конусе в случае диаграммы переизлучения турбулентностей по закону Ламберта*

Область поверхности, облучающая приемник, и, соответственно, величина сечения рассеяния, увеличиваются с ростом угла рассеяния θ_s и достигают максимума при $\theta_s\ge\pi-\theta_u$, после чего остаются постоянными до $\theta_s=\pi$. Постоянство сечения рассеяния при $\pi-\theta_u\le\theta_s\le\pi$ объясняется тем, что в указанном случае вся поверхность, облученная падающей волной ($\vec{e}_i\vec{n}\le 0$), облучает приемник ($\vec{e}_i\vec{n}\ge 0$).

В случае ламбертовской диаграммы переизлучения турбулентных неоднородностей (рис. 5) направление максимума индикатрисы определяется направлением нормали к поверхности, в окрестности которой сосредоточена энергия излучения. При этом максимум индикатрисы реализуется при следующих значениях углов: $\theta_i^*=\pi/2-\theta_u$, $\theta_s=\pi-\theta_i^*=\pi/2+\theta_u$.

Диаграмма переизлучения турбулентностей квазизеркального типа (рис. 6) обладает максимумом, ориентированным в направлении зеркального отражения волны от поверхности. При этом максимум индикатрисы располагается под углом $\theta_s^*=\theta_i+2\theta_u$.

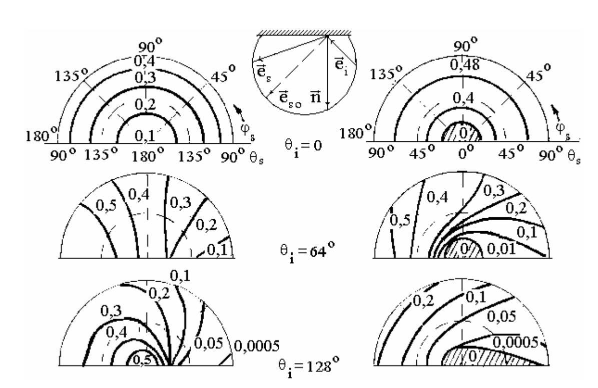


Рис. 6. *Индикатриса рассеяния радиоволн на турбулентном конусе в случае квазизеркальной диаграммы переизлучения турбулентностей*

Для всех рассмотренных диаграмм переизлучения с увеличением угла φ_s от 0 до π величина сечения рассеяния растет и достигает максимума при $\varphi_s=\pi$, так как лишь в этом случае все элементы рассеивающей поверхности, расположение которых удовлетворяет условиям (23, 24), вносят свой вклад в рассеянный сигнал.

Расчеты, проведенные для других значений угла полураскрыва конуса θ_u, показывают, что величина сечения рассеяния возрастает с ростом угла θ_u, что объясняется увеличением освещенной волной области поверхности, участвующей в формировании рассеянного сигнала.

Заключение

Исследовано рассеяние радиоволн на турбулентных неоднородностях слабоионизованной плазмы, сосредоточенных вблизи поверхности тел вращения: конуса и параболоида. Рассмотрены три типа диаграмм переизлучения турбулентных неоднородностей: изотропная, ламбертовская и квазизеркальная. Получены аналитические выражения и проведены численные расчеты частотного спектра и сечения рассеяния радиоволн на расширяющемся турбулентном потоке. При возвратном зондировании частотный спектр сигнала, рассеянного на коническом потоке, характеризуется монотонным возрастанием энергии с увеличением доплеровского сдвига частоты. Величина доплеровского сдвига частоты уменьшается с ростом угла зондирования и с уменьшением отношения скорости движения КА к направленной скорости перемещения турбулентных неоднородностей. Ширина полосы частот рассеянного сигнала возрастает с увеличением угла зондирования потока и относительной дисперсии скорости перемещения турбулентных неоднородностей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Спицын В.Г. Модели возмущений ионосферной плазмы, создаваемых реактивным двигателем космического аппарата // Известия Томского политехнического университета. – 2004. – Т. 307. – № 1. – С. 23–28.
2. Спицын В.Г. Моделирование рассеяния радиоволн на возмущениях ионосферной плазмы, создаваемых космическим аппаратом. – Томск: Изд-во "STT", 2002. – 174 с.
3. Спицын В.Г. Моделирование рассеяния радиоволн на турбулентном плазменном образовании, создаваемом реактивным двигателем космического аппарата // Известия Томского политехнического университета. – 2004. – Т. 307. – № 2. – С. 20–24.
4. Спицын В.Г. Многократное рассеяние электромагнитных волн на внутренней поверхности турбулентных тел вращения // Известия вузов. Радиофизика. – 1995. – Т. 38. – № 9. – С. 906–912.
5. Спицын В.Г. Численная модель распространения электромагнитных волн в турбулентных потоках // Электромагнитные волны и электронные системы. – 1997. – Т. 2. – № 2. – С. 45–49.
6. Spitsyn V.G. Development of a numerical model concerning electromagnetic wave propagation in turbulent flows // J. of Applied Electromagnetism. – 1997. – V. 1. – № 2. – P. 67–78.
7. Spitsyn V.G. Numerical method of calculation propagation electromagnetic wave in random discrete media // IEEE Antennas and Propagation Society Intern. Symp. – Montreal, Canada, 1997. – V. 1. – P. 530–532.
8. Spitsyn V.G. Method of numerical analysis of interaction electromagnetic wave with random active media // IEEE Antennas and Propagation Society Intern. Symp. – Atlanta, USA, 1998. – V. 1. – P. 112–115.
9. Спицын В.Г. Рассеяние электромагнитных волн на турбулентных плазменных телах вращения // Радиотехника и электроника. – 1996. – Т. 41. – № 6. – С. 730–734.
10. Спицын В.Г. Расчет частотного спектра электромагнитной волны, отраженной от осесимметричного потока рассеивателей // Радиотехника. – 1994. – № 12. – С. 70–71.
11. Spitsyn V.G. Modeling of radar scattering from turbulent spraying jets // IEEE Antennas and Propagation Society Intern. Symp. – Atlanta, USA, 1998. – V. 4. – P. 2168–2171.
12. Spitsyn V.G. Transformation of electromagnetic signal frequency spectrum propagating in axisymmetrical turbulent flow // IEEE Antennas and Propagation Society Intern. Symp. – Orlando, USA, 1999. – V. 4. – P. 2532–2535.
13. Spitsyn V.G. Analysis of frequency spectrum and radar cross section of signal scattering on conical turbulent flow // IEEE Antennas and Propagation Society Intern. Symp. – Orlando, USA, 1999. – V. 4. – P. 2862–2865.
14. Spitsyn V.G. Radiowave scattering from the plasma disturbances created of space vehicle in the ionosphere // IEEE Antennas and Propagation Society Intern. Symp. – San Antonio, USA, 2002. – V. 2. – P. 750.
15. Апресян Л.А., Кравцов Ю.А. Теория переноса излучения. – М.: Наука, 1983. – 216 с.
16. Исимару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. – М.: Мир, 1981. – Т. 1. – 280 с., – Т. 2. – 317 с.